

На правах рукописи

Альмиев Ильдар Рифович

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОННАЯ НАКАЧКА И
ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Специальность 01.04.05 – Оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань – 2004

Работа выполнена на кафедре оптики и спектроскопии Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Казанский государственный университет им. В.И.Ульянова-Ленина».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Гайнутдинов Ренат Хамитович

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор Салахов Мякзюм Халимуллович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Нефедьев Леонид Анатольевич

доктор физико-математических наук,
профессор Тимеркаев Борис Ахунович

Ведущая организация: Казанский физико-технический институт
им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН

Защита состоится “ 24 ” июня 2004 г. В 14³⁰ часов на заседании Диссертационного совета Д 212.081.07 в Казанском государственном университете им В.И. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И.Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан “ 21 ” мая 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Сарандаев Е.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Лазер является важным инновационным устройством в народном хозяйстве. Лазерное излучение стало предметом многочисленных исследований, начиная с первых экспериментальных демонстраций Н.Г.Басовым, А.М.Прохоровым [1] и А.Л.Шавловым (A.L.Shawlow) и Ч.Х.Таунсом (C.H.Townes) [2]. Сразу после того, как оптический лазер показал себя как многообещающее устройство, огромные усилия были приложены в исследование более коротковолновых, рентгеновских лазеров [3]. Интенсивные исследования по рентгеновским лазерам ведутся в Физическом институте им. П.Н.Лебедева, в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова, в Резерфордской Апптоновской лаборатории (Великобритания) и во многих других странах мира [4,5]. Так как длины волн рентгеновского излучения попадают в «водное окно» (24 – 43 ангстрем), то рентгеновский лазер позволит получать высокоточные результаты в диагностике в медицине, генетике и в военных технологиях. При проектировании рентгеновского лазера возникают важные проблемы, отличающие рентгеновские от оптических лазеров: отсутствие зеркал для отражения большей части рентгеновского излучения для работы лазера в многопроходовом режиме; экспериментальная реализация методов накачек для получения инвертированной среды; определение конкретных ионов и энергетических уровней для реализации конкретной квантовой схемы; создание ионов определенной степени ионизации и удержание такого состояния во времени. В 1975 году в работах А.В.Виноградова, И.И.Собельмана, Е.А.Юкова [6] и Б.А.Нортон (B.A.Norton) и Н.Дж.Пикока (N.J.Peacock) [7] было указано на возможность получения инверсной заселенности в среде, состоящей из многозарядных ионов, с использованием метода фотонной накачки, который является основным для большинства оптических лазеров. В этих работах были впервые представлены пары ионов, такие как

водородоподобный калий - водородоподобный хлор, водородоподобный магний - водородоподобный натрий, гелио-подобный фосфор - водородоподобный кремний, где лазерное излучение ожидалось на переходах $4f_{7/2} - 3d_{5/2}$, $3d_{5/2} - 2p_{3/2}$, $4f_{7/2} - 3d_{5/2} / 3d_{5/2} - 2p_{3/2}$, соответственно. Экспериментальное производство таких ионов требовало больших интенсивностей оптических лазерных импульсов (порядка $10^{14} - 10^{17}$ Вт см⁻²). Это стало возможным после внедрения метода, позволяющего получать большие интенсивности и основанного на спектральном расширении первоначального лазерного импульса [8]. В 1990 году И.Т.Ли (Y.T.Lee), У.М.Ховард (W.M.Howard) и Дж.К.Наш (J.K.Nash) [9] определили, что перспективными парами ионов являются и водородоподобный алюминий и литий-подобное железо, и усиление рентгеновского излучения ожидается на переходах $5g - 4f$ в литий-подобном железе. С целью повышения эффективности рентгеновского усиления в 1992 году Дж.Нильсен (J.Nilsen) и др. [10,11] исследовали возможность использования других пар ионов с примерно совпадающими длинами волн спектральных переходов. Теоретические оценки [9-11] показали, что пары ионов: калий – хлор и алюминий – железо, действительно являются многообещающими для усиления рентгеновского излучения. Важным требованием для метода фотонной накачки является обеспечение высокой интенсивностью излучения накачки. В вакууме излучение статических пар-ионов попадает в резонанс. В реальной лазерной плазме возникают проблемы, связанные с доплеровским эффектом, штарковским и электрон/ион-столкновительным уширениями, которые могут сдвинуть спектральные линии вне резонанса. Эффекты перепоглощения излучения в плазме могут уменьшить модальную фотонную плотность излучения накачки, и это является серьезной проблемой при разработке рентгеновских лазеров. Другой важной проблемой является обеспечение электронных плотности и температуры оптимальных для наличия инверсной заселенности. Кроме того, важно

самосогласованно учесть перенос излучения через плазму и эволюцию формирования ионизационного и возбудительного баланса в плазме. Таким образом, проводимые в данной диссертационной работе исследования возможности решения этих проблем являются актуальными и практически значимыми.

Целью данной работы является исследование возможности усиления рентгеновского излучения в лазерных плазмах водородоподобного хлора и литий-подобного железа на переходах $4f_{7/2} - 3d_{5/2}$ (64.8 Å) и $5g_{9/2} - 4f_{7/2}$ (70.25 Å) соответственно; исследование влияния доплеровского эффекта и эффектов перепоглощения в плазмах на модальную фотонную плотность излучений накачек, исходящих из плазм водородоподобного и гелиоподобного калия и водородоподобного алюминия; исследование влияния $1s2p\ ^1P - 1s^2\ ^1S_0$ излучения гелиоподобного калия на инверсную заселенность в плазме водородоподобного хлора; исследование влияния различных режимов облучения алюминиевой и железной мишеней на модальную фотонную плотность $2p - 1s$ излучения из водородоподобного алюминия и на получение литий-подобных ионов железа.

Научная новизна:

1. Предложена экспериментальная схема рентгеновского лазера, основанного на паре ионов водородо-/гелиоподобного калия и водородоподобного хлора, которая является обобщением работы М.Биера (M.Beer) и др. [12] и позволяет учесть не только $2p - 1s$ излучение водородоподобного калия, но и $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ излучение гелио-подобного калия. В предложенной схеме вычислена динамика модальной фотонной плотности $2p - 1s$ излучения и коэффициента усиления в плоскости, перпендикулярной рентгеновскому лазерному излучению.
2. Теоретически определено распределение интенсивности $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ излучения из гелиоподобной калиевой плазмы в предложенной экспериментальной схеме. Объяснена аномалия распределения

модальной фотонной плотности излучения накачки как функции координаты и скорости в локальной жидкостной системе хлоровой плазмы. Вычислен коэффициент усиления в плазме водородоподобного хлора с учетом и $2p - 1s$ и $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ излучений накачек.

3. Разработана схема расположения мишеней алюминиево-железного рентгеновского лазера. Применен метод первоначального импульса в схеме с фотонной накачкой для повышения значения модальной фотонной плотности излучения накачки из алюминиевой плазмы и заселенности литий-подобных ионов железа. Вычислена динамика коэффициента усиления в плоскости, перпендикулярной распространению рентгеновского лазерного излучения.
4. С помощью предложенной схемы поставлен эксперимент, который показал согласие экспериментальных и расчетных данных, полученных в нашей работе.
5. Проведена оценка вклада перепоглощения излучения накачки в накачиваемой среде (в обеих экспериментальных схемах рентгеновских лазеров).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При вычислении интенсивности накачки в калий-хлоровой схеме имеют два локальных максимума как результат вклада излучения водородоподобного калия на переходах $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ и $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$.
2. При вычислении $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ излучения из калиевой плазмы имеет место аномальное распределение модальной фотонной плотности как функции координаты и скорости.
3. Несмотря на разрушающее действие $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ излучения из калиевой плазмы, коэффициент усиления в плазме водородоподобного хлора положителен и достигает примерно 8 см^{-1} .
4. В алюминиево-железной схеме рентгеновского лазера является эффективным использование метода первоначального импульса.

Достоверность результатов и выводов обеспечивается корректностью постановки задач, тщательностью анализа используемых методов, строгостью математических методов, а также хорошим согласованием с результатами других работ (при выборе меньшего числа лучей для расчета модальной фотонной плотности в калий-хлоровой схеме при $x=0$ мкм) и экспериментом.

Научная и практическая ценность. Предложенная в настоящей работе модель рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке и результаты исследований переноса излучения через плазму и формирования ионизационного и возбуждательного баланса в лазерной плазме могут быть использованы для развития новых методов исследования лазерной и астрофизической плазмы и для разработки рентгеновских лазеров.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на Международной конференции “Hot Dense Matter” (Санта-Барбара, США, 2000), на Международной конференции “X-ray Lasers 2000” (Сант-Мало, Франция, 2000), на High Power Laser Meeting (Оксфорд, Великобритания, 2000), и на Форуме “X-Ray Lasers” (Резерфордская Аплтоновская лаборатория, Великобритания, 2001).

Публикации. По результатам данной диссертации опубликовано 12 работ, из них 11 статей в центральной научной печати и 1 статья в сборнике конференции.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 171 страниц машинописного текста и включает 72 рисунка. Список цитированной литературы содержит 196 наименования. В заключении сформулированы основные результаты работы и выводы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении на основании современного состояния проблемы представлена основная концепция и обоснована актуальность темы исследования, сформулирована цель работы, постановка основных задач, изложены основные защищаемые результаты и положения, их новизна и практическая значимость, структура и содержание диссертации.

В первой главе излагается современное состояние эксперимента и теории по рентгеновским лазерам. Проанализированы рекомбинационная, электрон-столкновительная схемы, схема ионизации оптическим полем, схема ионизации внутренней оболочки и схема с фотонным возбуждением. Обсуждаются условия рабочих сред и облучения мишеней для получения рентгеновского лазерного излучения.

Во второй главе излагается теория рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке. Предложена модель данного лазера. Важное место в данной главе отдано транспорту излучения через среду, плазму. Проанализировано дифференциальное уравнение, описывающее перенос излучения через среду в общем случае. Продемонстрирован вывод аналитического решения в приближении долгих лазерных импульсов, создающих плазму, которое для однородной плазмы имеет вид [13]:

$$I(\nu) = S(\nu) \cdot (1 - e^{-\tau(\nu)}), \quad (1)$$

где $S(\nu)$ - спектральная функция источника, и $\tau(\nu)$ - оптическая глубина плазмы. Характер заселенностей ионов по энергетическим состояниям определяется от типа модели плазмы. Описаны физические принципы основных моделей: термодинамическое равновесие, локальное термодинамическое равновесие, нелокальное термодинамическое равновесие, коронное равновесие. В наших вычислениях была использована модель нелокального термодинамического равновесия, которая основывается на решении скоростных уравнений в модели усредненного атома:

$$\begin{cases} \frac{dN_n}{dt} = \sum_{m=1}^{n_{\max}} N_m Q_n R_{mn} + Z^* Q_n R_{cn} - \sum_{m=1}^{n_{\max}} N_n Q_m R_{nm} - N_n R_{nc} \\ n = 1 \dots n_{\max} \end{cases}, \quad (2)$$

где R_{mn} – скорости всевозможных переходов между уровнями n и m , Q_m – доля конечного состояния, свободного на один ион. В данной модели все реальные ионы заменялись “усредненным” ионом, средняя ионизация которого определялась формулой

$$Z^* = Z - \sum_{n=1}^{n_{\max}} N_n. \quad (3)$$

При решении скоростных уравнений рассчитывались скорости радиационных процессов (фотоионизация, спонтанная радиационная рекомбинация, фотовозбуждение, спонтанное излучение) и столкновительных процессов (столкновительная ионизация, трех-частичная рекомбинация, столкновительные возбуждение и релаксация). Гидродинамическое расширение лазерно-произведенной плазмы рассчитывалось с помощью уравнения непрерывности, уравнения движения, уравнения теплового баланса и уравнения состояния электронной под-системы $p(N_e, T_e)$ (ионная под-система описывалась с помощью уравнения состояния идеального газа) [14]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (4)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} p, \quad (5)$$

$$\frac{3}{2} k Z^* \frac{dT_e}{dt} + \frac{3}{2} k T_e \frac{dZ^*}{dt} = \frac{dS}{dt} + \frac{dQ}{dt}, \quad (6)$$

где S описывает источники обмена энергии между электронами и ионами, поглощение лазера, и работу проводимую внешними силами, и Q описывает процессы, обусловленные ионизацией, рекомбинацией, возбуждением, релаксацией, и процессы поглощения излучения свободными электронами, взаимодействующими с ядрами. Последний

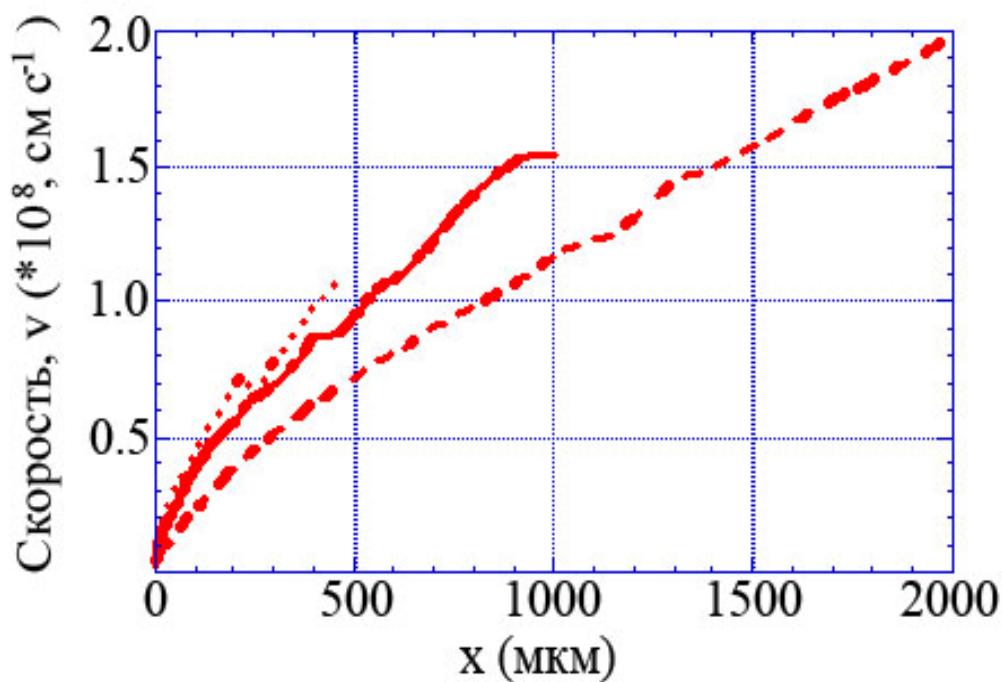


Рисунок 1. Скорость (см с^{-1}) калиевой плазмы как функция x -координаты при $t = -0.4$ нс (точечная линия), 0 нс (непрерывная линия), и 0.6 нс (пунктирная линия) относительно времени максимума оптического лазерного импульса.

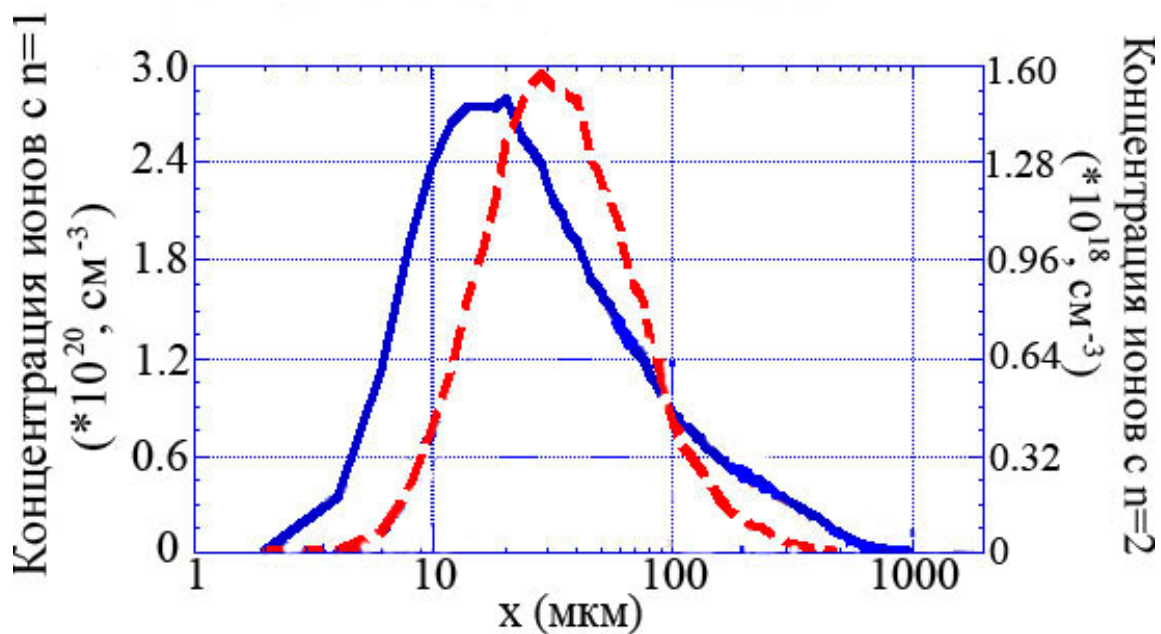


Рисунок 2. Концентрации водородоподобных ионов калия в состояниях с $n=1$ (сплошная линия) и $n=2$ (пунктирная линии) как функции x -координаты в момент времени максимума оптического лазерного импульса.

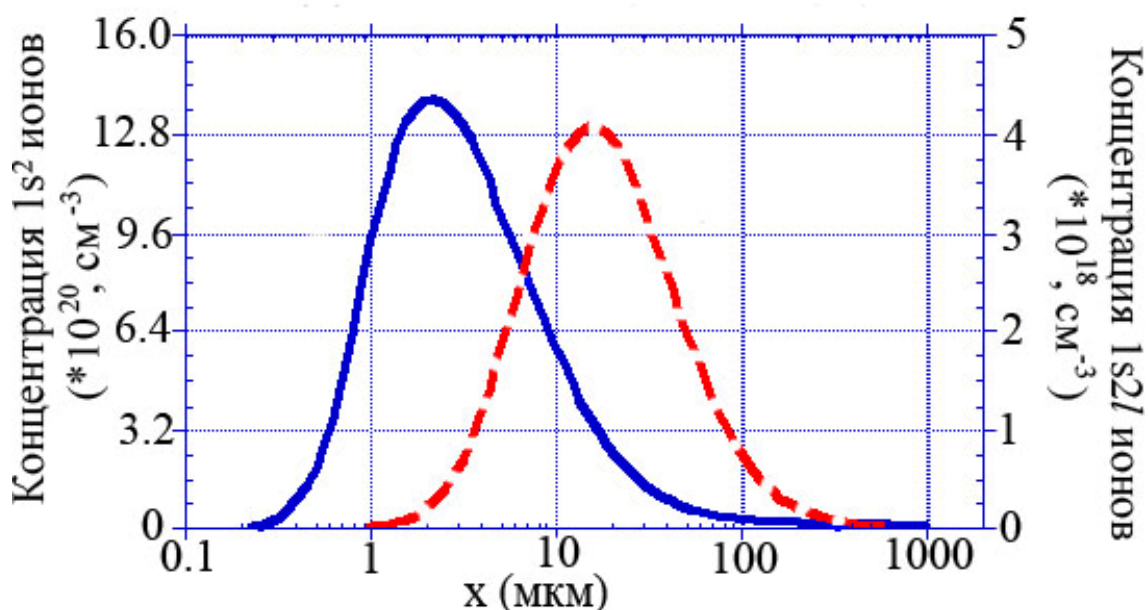


Рисунок 3. Концентрации гелиоподобных ионов калия в состояниях с $1s^2\ ^1S_0$ (сплошная линия) и $1s2l$ (пунктирная линия) как функции x -координаты в момент времени максимума оптического лазерного импульса.

процесс представляет связь между атомными процессами и гидродинамикой. Гидродинамические и скоростные уравнения решались с помощью лагранжевого метода в рамках единой системы уравнений, описывающих взаимодействие оптического лазера с веществом, плазмой.

При этом предполагалось, что расширение плазмы является одномерным. На рисунке 1 показаны графики скорости при различных временах расширения плазмы. Пространственные изменения параметров среды являются характерной чертой лазерных плазм. Рисунки 2 и 3 показывают пространственное распределение водородо- и гелиоподобных ионов калия в основных и возбужденных состояниях. Распределение по компонентам тонкой структуры $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$ (для водородоподобных ионов) и мультиплетам $1s2s\ ^1S$, $1s2s\ ^3S$, $1s2p\ ^1P$, $1s2p\ ^3P$ (для гелиоподобных ионов) рассчитывалось с помощью статистического усреднения. Важно то, что максимальная заселенность водородоподобных ионов в основном и возбужденном состояниях находится примерно в одном и том же

пространственном интервале, в то время как заселенности гелиоподобных ионов пространственно разделены. Для вычисления излучения накачки был разработан метод трассирующих лучей. Плазма в фиксированный момент времени разбивается на элементарные интервалы-излучатели в сферической системе координат. Интенсивность излучения каждого такого интервала рассчитывалась по формуле (1). Профиль излучения одного иона в наших расчетах считался доплеровским. Длина волны излучения данного интервала рассчитывалась с учетом доплеровского сдвига по отношению к наблюдаемой длине волны в локальной жидкостной системе накачиваемой плазмы (хлор или железо), где ожидается усиление рентгеновского лазерного излучения. Поглощение излучения (калиевой или алюминиевой плазм) при прохождении через весь объем плазмы также рассчитывалось с учетом доплеровского эффекта. Общая интенсивность накачивающего излучения в точке наблюдения рассчитывалась по формуле:

$$I(\nu) = \sum_k I_k(\nu, \Omega_k) \Delta\Omega_k = \frac{2h\nu^3}{c^2} n_{ph}, \quad (7)$$

где $I_k(\nu, \Omega_k)$ – интенсивность луча из k-ого сферического угла $\Delta\Omega_k$, и n_{ph} – модальная фотонная плотность для реальной плазмы. Источником происхождения модальной фотонной плотности является функция распределения для излучения абсолютно черного тела. В данной главе предложена модель рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке. В рамках данной модели сначала рассчитываются гидродинамические и атомные характеристики плазмы (скорость, плотность, ионная и электронная температуры, заселенности) как функции пространственной координаты с помощью уравнений (2-6). Используя вычисленные плазменные характеристики, рассчитывается модальная фотонная плотность излучения накачки в локальной жидкостной системе накачиваемой плазмы по формулам (1,7). Используя вычисленные гидродинамические параметры плазмы и значения модальной фотонной

плотности, решаются уравнения типа (2), где энергетические уровни трактуются точно и подразумевается равновесное состояние усиливающей лазерной плазмы, то есть $\frac{dN_k}{dt} = 0$. Модальная фотонная плотность используется для вычисления скорости вынужденного радиационного перехода из основного в верхнее состояние: $R_{lm}^{вын} = R_{ml}^{спонт} \times n_{ph}$ [15]. Используя вычисленные заселенности энергетических уровней в фиксированном ионе, коэффициент усиления, данный в работе [15], рассчитывается по формуле:

$$g = -\frac{\pi e^2}{mc} f_{\alpha \rightarrow \beta} \Delta N_{\alpha\beta} \varphi(v_{\beta\alpha}, v), \quad (8)$$

где $\Delta N_{\alpha\beta} = N_{\alpha} - \frac{\Omega_{\alpha}}{\Omega_{\beta}} N_{\beta}$ - коэффициент инверсии между уровнями α (нижний лазерный уровень) и β (верхний лазерный уровень), $f_{\alpha \rightarrow \beta}$ - сила осциллятора для поглотительного перехода $\alpha \rightarrow \beta$ и $\varphi(v_{\beta\alpha}, v)$ - профиль $\beta \rightarrow \alpha$ линии, который в наших вычислениях считался доплеровским.

В третьей главе в рамках модели рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке, проведен расчет калиево-хлорового рентгеновского лазера [А6]. Коэффициент усиления был рассчитан с учетом $2p - 1s$ и $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ излучений накачек из водородо- и гелиоподобной калиевой плазмы, соответственно. В данном рентгеновском лазере излучение $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ (3.3467 Å) и $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ (3.3521 Å) переходов в плазме водородоподобного калия используется для накачки $1s_{1/2} - 4p_{3/2}$ (3.3507 Å) и $1s_{1/2} - 4p_{1/2}$ (3.3511 Å) переходов в плазме водородоподобного хлора и усиление ожидается на переходах $4f_{7/2} - 3d_{5/2}$, $4d_{5/2} - 3p_{3/2}$, $4p_{3/2} - 3s_{1/2}$ с $\lambda \approx 64.8$ Å в водородоподобном хлоре. Для реализации резонансного сдвига предложена схема экспериментальной геометрии, которая показана на рисунке 4, и которая является обобщением работы [12], так как позволяет учесть точные геометрические размеры плазм в трех-размерном пространстве. В целях обеспечения высокой кратности ионизации калия и

хлора было предположено, что все три мишени облучаются синхронно

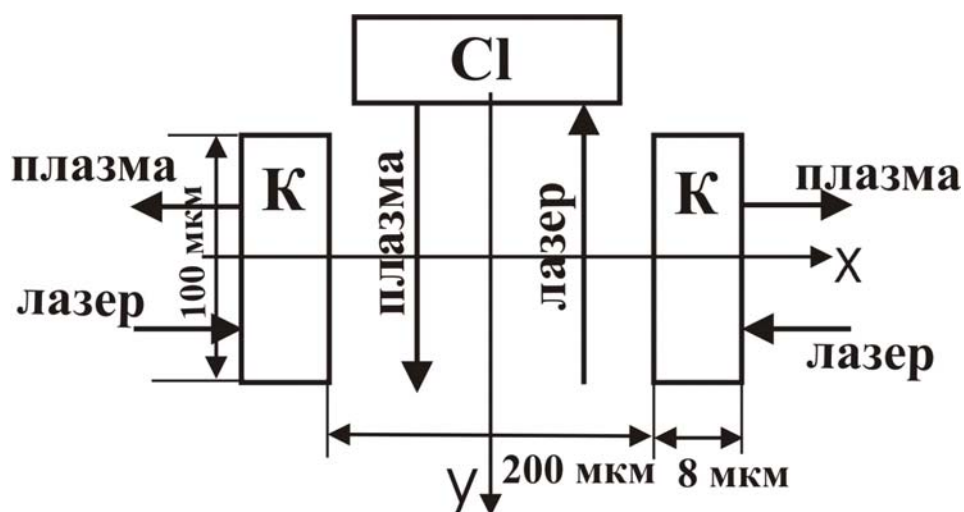


Рисунок 4. Схема расположения калиевых и хлоровой мишеней. Ось OZ, вдоль которой ожидается распространение рентгеновского лазерного излучения, направлена на читателя.

оптическими лазерными импульсами ($\lambda=0.53$ мкм), имеющие гауссиановую временную форму с длительностью 1 нс и с максимальной интенсивностью 5×10^{14} Вт см⁻². Следуя предложенной модели рентгеновского лазера на фотонной накачке, были вычислены параметры калиевой плазмы и модальная фотонная плотность как функция у-координаты и скорости наблюдателя в локальной жидкостной системе хлоровой плазмы при различных временах расширения плазмы и различных х-координат. Распределение показывает, что данное распределение имеет два локальных максимума. Анализ относительного положения накачивающих и накачиваемых длин волн в водородоподобных калии и хлоре показывает, что максимум модальной фотонной плотности, ожидаемый при положительных у-координат, ассоциируется с компонентой $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$, а максимум, ожидаемый при отрицательных у-координат, ассоциируется с $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$. В работе [12] было учтено только $2p_{1/2, 3/2} - 1s_{1/2}$ излучение накачки водородоподобного калия. В данном же рентгеновском лазере важен тот факт, что переходы $1s_{1/2} - 3p_{1/2}$ (3.5335 Å) и $1s_{1/2} - 3p_{3/2}$ (3.5346 Å)

ответственные за нижние лазерные уровни водородоподобного хлора, могут накачиваться $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ (3.5319 Å) излучением гелиоподобных ионов калия. Для обеих длин волн, соответствующих $1s - 3p$ переходам, мы вычислили распределение модальной фотонной плотности как функцию y -координаты и скорости наблюдателя, v , при различных x -координат и временах в локальной жидкостной системе хлоровой плазмы. Максимум модальной фотонной плотности наблюдается при отрицательных y -координат. Данное распределение является аномальным. Данное аномальное распределение модальной фотонной плотности излучения гелиоподобных ионов было объяснено с учетом доплеровского эффекта и факта того, что заселенности гелиоподобных ионов в основном $1s^2\ ^1S_0$ и возбужденном $1s2p\ ^1P_1$ состояниях пространственно разделены. В результате доплеровского эффекта спектр излучения $1s2p\ ^1P_1$ ионами сдвигается в сторону длинных волн по отношению к ионам, находящимся в основном состоянии. Поэтому коротко-волновые фотоны, приходящие в точку наблюдения с $y > 0$, попадают в максимум профиля поглощения, который находится в положении ионов в основном $1s^2\ ^1S_0$ состоянии, и эффективно поглощаются. С другой стороны к наблюдателю в локальной системе хлоровой плазмы с координатами $y < 0$ приходят длинно-волновые фотоны по отношению к центральной $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ (3.5319 Å) линии, и попадают в минимум профиля поглощения для ионов в состоянии $1s^2\ ^1S_0$. Поэтому при отрицательных y -координат наблюдается максимальная модальная фотонная плотность. Используя распределения модальной фотонной плотности было вычислено распределение коэффициента усиления как функции координат (x, y) при различных временах. Изменяя положение хлоровой мишени по отношению к центру предложенной геометрии эксперимента было получено, что максимальный коэффициент усиления достигается при положении хлоровой мишени $y_{Cl} = -100$ мкм и равен примерно 6 см^{-1} в области $[X \times Y] = [200\text{ мкм} \times 30\text{ мкм}]$. Было показано, что временная эволюцию коэффициента усиления примерно равна

эволюции оптического лазерного импульса. Оценки перепоглощения калиевого излучения в хлоровой плазме показали, что это ведет к уменьшению коэффициента усиления примерно в 1.3 раз.

В четвертой главе проведен расчет алюминиево-железного рентгеновского лазера на основе модели, предложенной в работе [A5]. В данной схеме рентгеновского лазера было учтено излучение обоих переходов $2p_{1/2}-1s_{1/2}$ (7.1763 Å) и $2p_{3/2}-1s_{1/2}$ (7.1709 Å) в ионе водородоподобного алюминия, используемого для накачки обоих $2s_{1/2} - 5p_{1/2}$ (7.1697 Å) и $2s_{1/2} - 5p_{3/2}$ (7.1655 Å) переходов в ионе литий-подобного железа, где инверсная заселенность ожидается на переходах $5g_{9/2} - 4f_{7/2}$, $5f_{7/2} - 4d_{5/2}$ и $5d_{5/2} - 4p_{3/2}$ ($\lambda \approx 70.25$ Å). Для реализации резонансного сдвига накачивающих и накачиваемых линий предложена схема расположения мишеней (рисунок 5).

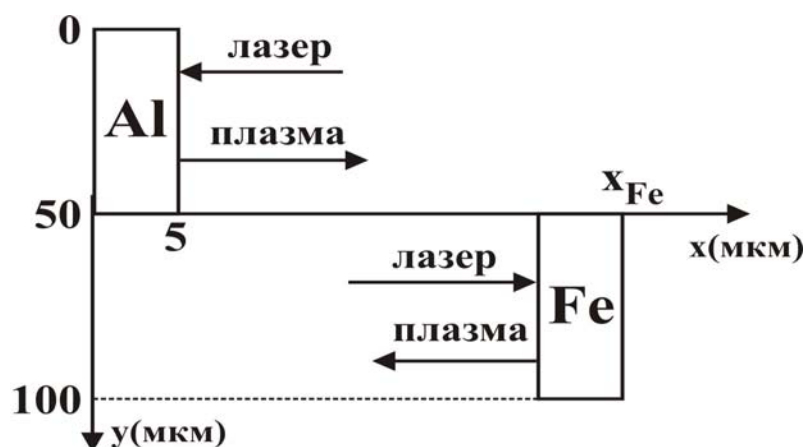


Рисунок 5. Схема расположения мишеней алюминия и железа. Предполагается, что ось OZ, ось рентгеновского лазерного излучения направлена на читателя.

В данной главе было получено, что максимальная фракция литий-подобных ионов достигается при $T_e = 600 - 1000$ эВ и $N_e = (1-5) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и при данных условиях железной плазмы коэффициент усиления положителен при модальной фотонной плотности больше 0.005. Вычислена модальная фотонная плотность излучения накачки из водородоподобной алюминиевой плазмы в предположении, что алюминиевая мишень облучается одним оптическим лазерным импульсом с $\lambda = 0.53$ мкм, длительностью 1 нс, и максимальной интенсивностью $(1-5) \times 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$. Получено, что

получаемая алюминиевая лазерная плазма производит модальную фотонную плотность порядка 0.0172, наблюдаемую на длине волны $2s_{1/2} - 5p_{1/2}$ (7.1697 Å) перехода в литий-подобном ионе железа. В данных вычисления учитывалось пространственные распределения, то есть градиенты, всех плазменных параметров. Согласно проведенным оценкам это достаточно для получения коэффициента усиления. Однако, расчеты показали, что облучение железной мишени одним лазерным импульсом с теми же параметрами не производит фракцию литий-подобных ионов, которое было бы достаточно для получения инверсной заселенности на переходах между уровнями с $n=5$ и $n=4$. В целях повышения модальной фотонной плотности излучения накачки из алюминиевой плазмы и повышения заселенности литий-подобных ионов железа было предложено использование метода предимпульса [16].

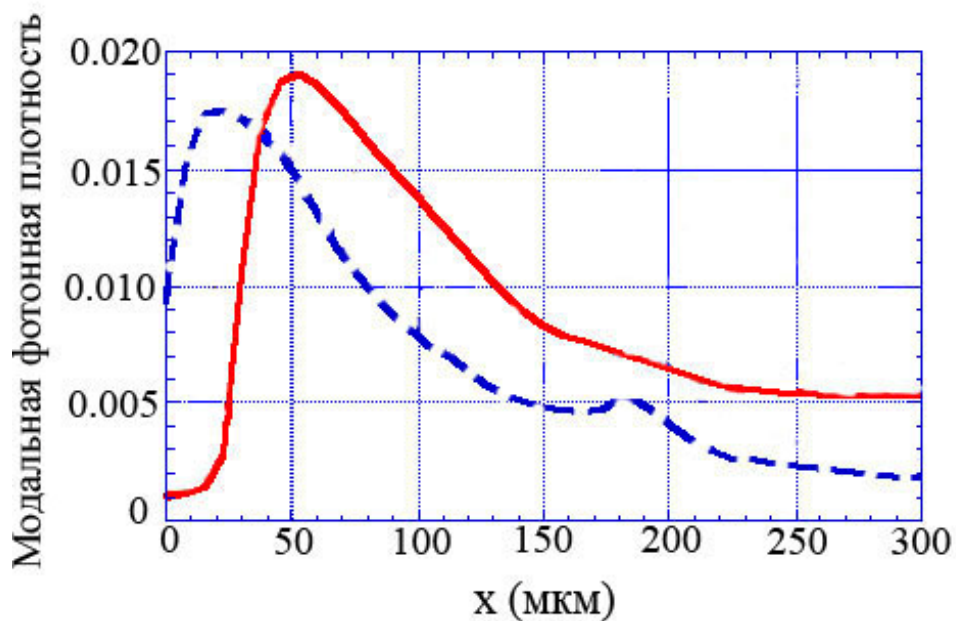


Рисунок 6. Модальная фотонная плотность, n_{ph} , как функция x-координаты для случая 10% предимпульса и 0.1 нс (пунктирная линия) и 2 нс (сплошная линия) временного интервала между пред- и главным импульсами.

В расчетах предполагалось, что и алюминиевая и железная мишени облучаются оптическими лазерными трапециодальной формы длительностью 0.6 нс и интенсивность главного импульса была выбрана

равной 2×10^{14} Вт см⁻². Интенсивности предимпульсов были выбраны в пределах 1 - 100% по отношению к главному импульсу. В расчетах временные интервалы между пред- и главным импульсами варьировались в пределах 0.1 – 2 нс и предполагалось, что железная мишень облучается при 0.3 нс, 0.2 нс, 0 нс (синхронное облучение) после начала облучения предимпульсом алюминиевой мишени, и 0.2 нс и 0.3 нс перед предимпульсным облучением алюминиевой мишени. Расчеты показали, что модальная фотонная плотность излучения накачки достигает 0.019 (рисунок 6) и ожидается получить примерно 30% фракцию литий-подобных ионов в плазме железа. Изменяя относительное положение алюминиевой и железной мишеней, было найдено, что коэффициент усиления порядка 8 см⁻¹ достигается при расстоянии между мишенями 300 – 500 мкм в центре главного импульса, предполагая синхронное облучение мишеней.

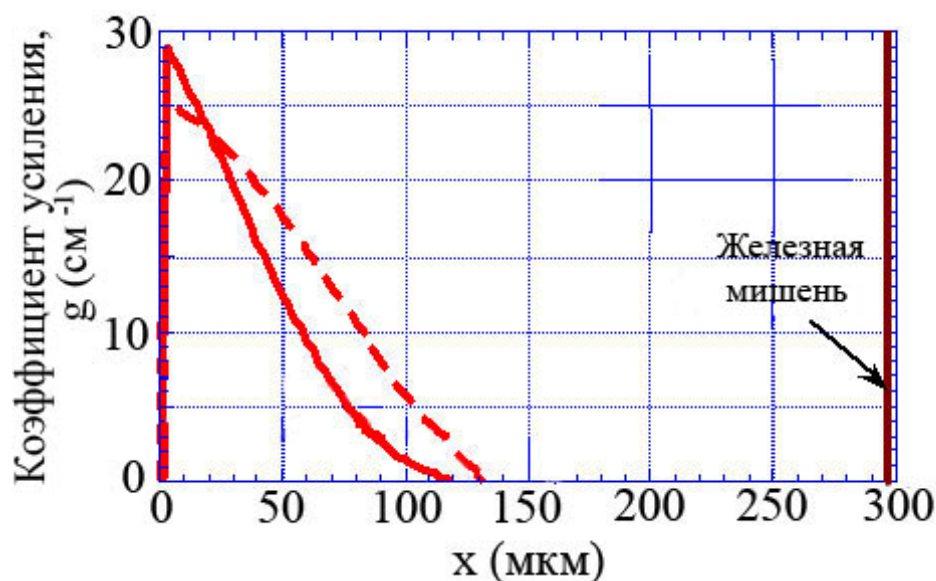


Рисунок 7. Коэффициент усиления, g (см⁻¹), как функция x -координаты на границе алюминиевой и железной плазм, то есть $y=50$ мкм, при 0.3 нс (сплошная линия) и 0.2 нс (пунктирная линия) задержках облучения железной мишени, и $x_{Fe}=300$ мкм.

Получено, что при таком режиме облучения мишеней наибольший коэффициент усиления, 20 см⁻¹, достигается 0.2 нс позже начала главного импульса в предположении, что расстояние между мишенями равно 400

мкм. Рассчитаны пространственные зависимости коэффициента усиления для всех $5g-4f$, $5f-4d$, $5d-4p$ переходов при $x_{Fe}=300$ мкм. Найдено, что максимальный коэффициент усиления $g = 25-30 \text{ см}^{-1}$ (рисунок 7), достигается при $0.2 - 0.3$ нс задержке облучения железной мишени по отношению к началу 10% предимпульса на алюминиевой мишени при $x_{Fe}=300$ мкм и на границе обеих мишеней. Показано, что положительный коэффициент усиления ожидается в пространственной области $200 \times 50 \text{ мкм}^2$.

В заключении приведены основные результаты.

1. Построена теория переноса излучения для рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке, в которой проведены модельные расчеты калий-хлорового и алюминиево-железного рентгеновских лазеров.
2. Показано, что в распределении модальной фотонной плотности как функции y -координаты и скорости, v , имеются два локальных максимума, ассоциируемых с излучением $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ (3.3467 \AA) и $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ (3.3521 \AA) переходов в ионе водородоподобного калия. Этот факт является важным для оптимизации рентгеновского излучения из хлоровой плазмы.
3. Показано, что в случае пространственного разделения гелиоподобных ионов в основном $1s^2 \text{ } ^1S_0$ и возбужденном $1s2p \text{ } ^1P_1$ состояниях имеет место аномальное распределение модальной фотонной плотности как функции y -координаты и скорости, v . Это может привести к существенному уменьшению коэффициента усиления при отрицательных y -координатах.
4. Проведены расчеты коэффициента усиления с учетом $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$, $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ и $1s2p \text{ } ^1P_1 - 1s^2 \text{ } ^1S_0$ излучений накачек. Получено, что коэффициент усиления достигает $6 - 8 \text{ см}^{-1}$.
5. Проведены расчеты алюминиево-железного рентгеновского лазера, основанного на фотонной накачке. Результаты расчетов модальной фотонной плотности излучения плазмы водородоподобного алюминия показывают, что облучение алюминиевой мишени одним импульсом ведет к большим модальным фотонным плотностям. Однако облучение

железной мишени одним импульсом не производит достаточное количество литий-подобных ионов железа.

6. Показано, что модальная фотонная плотность несколько увеличивается, примерно в 1.2 раза, при использовании метода предимпульса (были использованы трапециодальные импульсы), и фракция Li-подобных Fe ионов, как ожидается, равна примерно 30%. Использование экспериментально измеренных длин волн повышает модальную фотонную плотность примерно в 1.5 раза. Модальная фотонная плотность примерно сохраняется при 0.5 нс, 1 нс и 1.5 нс временных интервалах между пред- и главным импульсами.

7. Изучены оптимальные условия получения большой модальной фотонной плотности из алюминиевой плазмы и условия в железной плазме для получения коэффициента усиления. Показано, что наиболее оптимальные условия в железной плазме достигаются при использовании метода предимпульса. Использование маленького (1%) или большого (30%) предимпульсов ведет к бесполезному нагреву цели и чрезмерному расширению плазмы. Большой коэффициент усиления, вплоть до 30 см^{-1} , ожидается у границы Al плазменного куска ($y=50 \text{ мкм}$) полагая 0.3 нс временную задержку между оптическими облучениями Al и Fe целей. Из вычислений ожидается, что коэффициент усиления, больше 1 см^{-1} , имеет место в области с площадью $150 \times 50 \text{ мкм}^2$.

Полученные в работе результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Калий-хлоровая и алюминиево-железная схемы являются перспективными для создания рентгеновских лазеров. При этом наиболее оптимальными условиями являются электронные температура и плотность равные примерно 1000 эВ и 10^{21} см^{-3} (для калий-хлоровой схемы) и 800 эВ и $(1-5) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (для алюминиево-железной схемы), соответственно.

2. При разработке калий-хлорового рентгеновского лазера необходимо учитывать $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ излучение накачки, которое может уменьшить коэффициент усиления.

Список авторской литературы

- A1. Al'Miev I.R. Simulations of a Photopumped X-Ray Laser using the H-like Cl – Li-like Se Scheme/ I.R.Al'Miev, X.Lu, S.J.Rose, J.Zhang, J.S.Wark// JQSRT – 2004. - V.83. – P. 203-213.
- A2. Gouveia A. Absorption of AlXIII Ly- α radiation by FeXXIV plasma/ A.Gouveia, I.R.Al'Miev, J.Hawreliak, D.M.Chambers, T.Liang, R.Marjoribanks, P.A.Pinto, O.Renner, J.Zhang, J.Wark// JQSRT – 2003. – V. 81 – P. 199-207.
- A3. Chambers D.M. K-shell spectroscopy of an independently diagnosed uniaxially expanding laser-produced aluminium plasma/ D.M.Chambers, P.A.Pinto, J.Hawreliak, I.R.Al'Miev, A.Gouveia, P.Sondhauss, E.Wolfrum, J.S.Wark, S.H.Glenzer, R.W.Lee, P.E.Young, O.Renner, R.S.Marjoribanks, S.Topping// Phys. Rev. E – 2002. V. 66 – P. 026410-1 - 026410-16.
- A4. Gouveia A. Absorption spectroscopy of Al Ly- α radiation by Fe plasma/ A.Gouveia, I.R.Al'Miev, J.Hawreliak, D.M.Chambers, T.Liang, R.Marjoribanks, P.A.Pinto, O.Renner, J.Zhang, J.Wark// Rutherford Appleton Laboratory, CLF Ann. Rep. 2001-2002. – P. 43-44.
- A5. Al'Miev I.R. Simulations of Al XIII – Fe XXIV X-ray laser photopumping scheme/ I.R.Al'Miev, S.J.Rose, J.S.Wark// JQSRT – 2001. – V. 71 – P. 129-138.
- A6. Al'Miev I.R. Further simulations of the gain in KXIX/ClXVII resonantly photopumped X-ray Laser/ I.R.Al'Miev, S.J.Rose, J.S.Wark// JQSRT – 2001. – V. 70. – P. 11-24.
- A7. Al'Miev I.R. Modelling of Photopumped X-ray Lasers/ I.R.Al'Miev, S.J.Rose, J.S.Wark, P.Sondhauss, A.Gouveia, P.D.S.Burnett, D.Chambers// X-

ray Laser Forum Proceedings, Ed. M. Notley, Rutherford Appleton Laboratory – 2001. – 13 P.

A8. Wolfrum E. Measurements of the XUV mass absorption coefficient of an overdense liquid metal/ E. Wolfrum, A.M. Allen, I.R. Al'Miev, T.W. Barbee Jr, P.D.S. Burnett, A. Djaoui, C. Iglesias, D.H. Kalantar, R.W. Lee, R. Keenan, M.H. Key, C.L.S. Lewis, A.M. Machacek, B.A. Remington, S.J. Rose, R. O'Rourke, J.S. Wark// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2001. – V. 34. – P. L565-L570.

A9. Sondhauss P. Extension of the code suite FLY to a multi-cell postprocessor for hydrodynamic plasma simulation codes/ P. Sondhauss, S. Rose, R.W. Lee, I.R. Al'Miev, J.S. Wark// JQSRT – 2001. – V. 71. – P. 721-728.

A10. Альмиев И.Р. К вопросу о наблюдении рентгеновского сверхизлучения, испускаемого ядрами плазмы, созданной фемтосекундными лазерными импульсами/ И.Р. Альмиев, В.В. Самарцев// I Всероссийская молодежная научная конференция “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия”, Сб. ст. – Казань. - 1997. – С. 29-35.

A11. Al'Miev I.R. Testing QED: natural broadening of spectral lines/ I.R. Al'Miev, R. Kh. Gainutdinov// Proc. SPIE – 1997. – V. 3239. – P. 267-272.

A12. Al'Miev I.R. QED phenomena in highly ionized atoms/ I.R. Al'Miev, R. Kh. Gainutdinov// Proc. SPIE – 1997. – V. 3239. – P. 261-266.

Список цитируемой литературы

1. Басов Н.Г. О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора / Н.Г. Басов, А.М. Прохоров// ЖЭТФ. – 1955.- Т. 28. - № 2 – С. 249-250.
2. Schawlow A.L. Infrared and Optical Masers/ A.L. Schawlow, C.H. Townes// Phys. Rev. – 1958. - V. 112. - P. 1940–1949.
3. Elton R.C. X-ray lasers/ R.C. Elton// London: Academic Press - 1990. - 287 P.
4. Бойко В.А. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы/ В.А. Бойко,

- А.В.Виноградов, С.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов// М.:ВИНИТИ - 1980. – сер. Радиотехника – Т. 27. – 264 С.
5. Lewis C.L.S. Overview of X-ray laser research in the UK/ C.L.S.Lewis, R.Keenan, A.G.MacPhee, R.M.N.O'Rourke, G.J.Tallents, G.Eker, J.Y.Lin, S.J.Pestehe, R.Smith, J.S.Wark, E.Wolfrum, J.Zhang, G.J.Pert, S.P.McCabe, P.A.Simms, R.E.Burge, M.T.Browne, P.Charalambous, D.Neely, J.Collier, C.N.Danson// X-Ray Lasers – 1998/1999. - V. 159. - P. 1-8.
 6. Виноградов А.В. О возможности создания лазера для далекой ультрафиолетовой области спектра на переходах многозарядных ионов в неоднородной плазме/ А.В.Виноградов, И.И.Собельман, Е.А.Юков// Квантовая электроника – 1975. – Т. 2. - № 1. – С. 105-113.
 7. Norton B.A. Population inversion in laser-produced plasmas by pumping with optically-broadened lines/ B.A.Norton, N.J.Peacock// J. Phys. B -1975. – V. 8. – P. 989–996.
 8. Strickland D. Compression of amplified chirped optical pulses/ D.Strickland, G.Mourou// Opt.Comm. – 1985. – V. 56 – P. 219-221.
 9. Lee T.Y. Soft X-ray lasing in Li-like iron by resonant photopumping/ Y.T.Lee, W.M.Howard, J.K.Nash// JQSRT – 1990. – V. 43. – P. 335–345.
 10. Nilsen J. Reinvestigating the early resonantly photopumped X-ray laser schemes/ J.Nilsen, J.H.Scofield, and E.A.Chandler// Appl. Optics -1992. – V. 31. – P. 4950–4956.
 11. Nilsen J. Resonantly photo-pumped Li-like X-ray lasers/ J.Nilsen// Appl. Optics – 1992. – V. 31. – P. 4957–4961.
 12. Beer M.E. Calculations of the modal photon densities and gain in K/Cl resonantly photopumped X-ray laser/ M.E.Beer, P.K.Patel, S.J.Rose, J.S.Wark// JQSRT – 2000. – V. 65. – P. 71–81.
 13. Mihalas D. Stellar Atmospheres/ D.Mihalas// San Francisco: W. H. Freeman - 1978. - 632 P.
 14. Christiansen J.P. MEDUSA: a one-dimensional laser fusion code/ J. P. Christiansen, D.E.T.F.Ashby, and K. V. Roberts// Comp. Phys. Comm. – 1974.

– V. 7. – P. 271-287.

15. Rose S.J. The non-LTE excitation/ionization code GALAXY/ S.J.Rose// J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1998. – V. 31. – P. 2129-2144.

16. Беляев В.С. О роли предимпульса при нагреве твердотельных мишеней мощным пикосекундным лазерным импульсом/ В.С.Беляев, В.И.Виноградов, А.С.Курилов, А.И.Магунов, А.П.Матафонов, Т.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов// ЖЭТФ – 2003. – Т. 123. - № 5. – С. 1019-1026.